

# 超音速壁面噴射流れ場へ上流擾乱が及ぼす影響<sup>\*1</sup>

## Effects of Upstream Disturbances on Supersonic Flowfield with Transverse Injection

浦本 翔平<sup>\*2</sup>・河内 俊憲<sup>\*3</sup>・升谷 五郎<sup>\*4</sup>  
Shohei Uramoto・Toshinori Kouchi and Goro Masuya

**Key Words:** Scramjet Combustor, Wall Injection, Spatial Correlation, Turbulence, Very Large Scale Motion, Stereoscopic PIV

**Abstract:** Effects of upstream disturbances on a transverse jet into Mach 2 supersonic flow were investigated by using single-time two-point spatial correlations of fluctuating velocities in the flowfield. The fluctuating velocity was measured by stereoscopic PIV. We categorized the upstream disturbances into two factors: incoming boundary layer on the injection port and weak oblique shock wave impinging ahead of the injection port. The velocity fluctuations in the upstream boundary layer had a long positive correlation region in the boundary layer. This is the evidence that very large-scale motion (VLSM) existed in the boundary layer developed on our test section. The correlation region bifurcated into the regions along the bow shock wave and the outer jet boundary. The correlation length was 10-fold longer than the boundary layer thickness. Fluctuation of the weak shock wave was induced by VLSM developed on the opposite wall to the injection wall. The velocity fluctuation due to the weak shock wave also had a long positive correlation region along the oblique shock wave. However, it had no correlation with the jet.

### 記 号 の 説 明

$C_{lm}$ : 物理量  $l, m$  の 1 時刻 2 点空間相関係数  
 $D$ : 噴射孔径 (= 2.5 mm)  
 $H$ : 試験部高さ (= 30 mm)  
 $M$ : マッハ数  
 $Re$ : レイノルズ数  
 $U, V, W$ : 平均速度の流れ, 高さ, 幅方向成分  
 $u, v, w$ : 変動速度の流れ, 高さ, 幅方向成分  
 $x, y, z$ : 噴射孔を原点とした流れ, 高さ, 幅方向  
 $y'$ : 試験部下壁面からの高さ (=  $H - y$ )  
 $\alpha$ : スケーリングファクタ,  $\mu\text{m/pixel}$   
 $\delta$ : 境界層厚さ, mm  
 $\Delta p$ : 粒子の画像上での変位, pixel  
 $\Delta t$ : 2 時刻の画像間隔, ns  
 $\theta$ : 運動量厚さ, mm  
 $\theta_c$ : レーザシートに対するカメラの配置角, °  
 $\tau_w$ : 壁面せん断応力, Pa  
 $\bar{\cdot}$ : アンサンブル平均

### 添え字

0: 相関基準位置  
 99: 主流速度の 99%位置  
 999: 主流速度の 99.9%位置

e: 計測システムに起因する誤差  
 j: 噴流  
 t: 真値  
 xy:  $xy$  断面計測値  
 yz:  $yz$  断面計測値  
 $\infty$ : 乱されない主流

### 1. は じ め に

スペースシャトルが退役し、新たな宇宙往還機としてスペースプレーンの開発が期待されている。このエンジンとしてスクラムジェット<sup>(1)</sup>が有望視されている。スクラムジェットは、極超音速域まで作動できる大気吸い込み式エンジンで、超音速燃焼を行う。そのため燃焼器内の流速は超音速で、燃料の滞在時間が極めて短く、燃料と主流空気の迅速な混合が要求される。

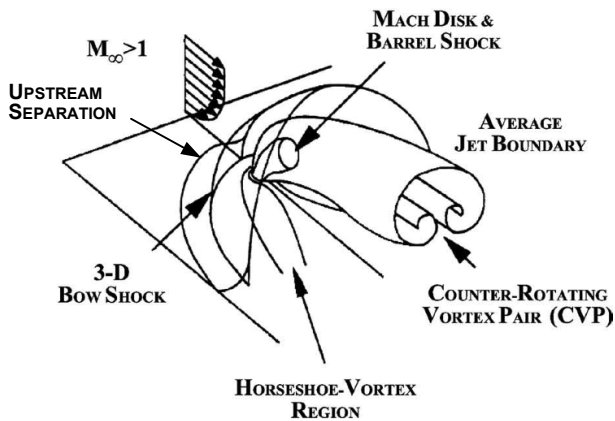
燃料の迅速な混合を行うために、種々の噴射方式が研究されてきた。壁面からの垂直噴射は、最も基本的な噴射形態の一つであり、多くの研究者によって研究されてきた<sup>(2-5)</sup>。第 1 図に超音速流中において噴流を壁面から垂直噴射した場合に形成される流れの模式図<sup>(5)</sup>を示す。垂直噴射では、主流に平行な噴射と比べて、噴流の主流中への貫通性能が高く、噴流背後に第 1 図に示すような対向渦対が形成される。超音速混合場では圧縮性の効果によって 2 次元渦構造の発達が抑制されるのに対し、この縦渦対は圧縮性混合場において有効な 3 次元擾乱<sup>(6)</sup>を噴流に与える。そのため垂直噴射では、平行噴射と比べて混合が促進する<sup>(7,8)</sup>。

<sup>\*1</sup>©2016 日本航空宇宙学会

<sup>\*2</sup> 東北大学大学院工学研究科 2014 年 3 月修了

<sup>\*3</sup> 岡山大学大学院自然科学研究科

<sup>\*4</sup> 東北大学大学院工学研究科



第 1 図：超音速壁面噴射流れ場の模式図[5]

この垂直噴射において、さらに高い混合効率を得るため、種々な方法が提案されている<sup>(9,10)</sup>。この中で、噴流に擾乱を加える方法がある。擾乱を加える方法として、ランプ等を噴射孔近傍に設置し、主流中に縦渦を生成するものと、音響装置などにより擾乱のみを加えるものがある。前者は、主流に縦渦を形成することから流れへの影響が大きく、著しい混合促進が期待できる。その一方で比較的大きな運動量損失が生じうる。後者は装置自体によって流れが大きく変わることがなく、運動量損失は発生しづらい。この場合でも、加える擾乱が流れ場の不安定性を効果的に増幅させる周波数であれば、大きな混合促進効果が期待できる<sup>(9,10)</sup>。いずれにしても、これらの強制的に付加した擾乱が、噴流に与える影響を正しく評価するには、対象とする流れ場に元々存在する擾乱が噴流に与える影響を把握する必要がある。また、これらの影響を正しく評価できれば、どのような擾乱が噴流の混合により重要であるかを理解できる。

しかしながら筆者らの知る限り、噴射孔上流に元々存在する擾乱の噴流への影響を調べた研究例はない。本研究では噴射孔上流に元々存在する擾乱として、以下の 2 つに着目する。

1. 噴射孔上流の壁面に発達する境界層の大規模構造に起因する変動
2. ノズルの歪みや試験部の微小な段差により生じる噴射孔上流に入射する弱い衝撃波に起因する変動

超音速境界層内には組織的な構造やそれらの大規模な繋がりを伴う速度変動が存在する<sup>(11)</sup>。この大規模な組織構造は、Very Large Scale Motion (以下 VLSM と略す) と呼ばれ、境界層厚さ  $\delta$  の 10 数倍程度の長さ  $\delta$  と同程度の幅を持つ、主流方向の低速ストリークである。Ganapathiubramani ら<sup>(12)</sup>は、境界層内の大規模構造やこの VLSM が、圧縮ランプ上流に形成される剥離の振動に及ぼす影響を調べている。垂直噴射により噴射孔上流に形成される剥離 (第 1 図参照) は原理的に圧縮ランプ上流に形成される剥離と同等である<sup>(13)</sup>。噴射孔上流に形

成される剥離が境界層の VLSM 等によって変動すれば、下流の噴射も影響を受ける可能性が高い。また定常的な境界層厚さの増加は、噴流貫通高さの増大をもたらす<sup>(14)</sup>ことから、VLSM の通過により噴流の貫通高さも増大する可能性が高い。

衝撃波の定常的な入射が、壁面噴流に及ぼす影響は中村ら<sup>(15)</sup>によって調べられている。彼らの研究によれば、スリット噴流の上流に入射した衝撃波は、噴流上流に形成される剥離域を広げることが分かっている。他方で、衝撃波の入射に伴い噴流の貫通高さは減少する。また噴流下流に入射した衝撃波は噴流下流の剥離域を増大し、それに伴い燃料の滞在時間が増加することから保炎に有利であることが示されている。従って、噴射孔付近に衝撃波が入射する場合、その入射位置の揺らぎが噴流に影響を及ぼす可能性は高い。

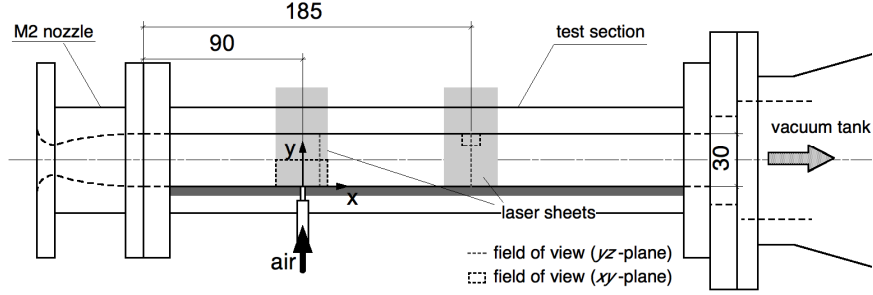
このような観点から、本研究ではステレオ PIV を用いて垂直噴射近傍の流れの流速を計測し、変動速度を算出した。そして上記 2 種類の擾乱について、それぞれが生じている代表的な位置を基準点とした変動速度の空間相関マップを求め、基準位置における変動が噴流場に及ぼす影響を調べたので報告する。また境界層に関しては、その変動がどういったものかを詳細に調べるため、別途詳細な計測を行ったので、これに関しても報告する。

## 2. 風洞実験

**2.1 超音速吸い込み風洞** 実験には第 2 図に示される超音速吸い込み風洞を用いた。左の 2 次元ラバールノズルから、常温・大気圧の空気がマッハ 2 に加速され、測定部に流入する。測定部は高さ  $H = 30 \text{ mm}$  × 幅  $30 \text{ mm}$  × 長さ  $320 \text{ mm}$  で、全面アクリル製で光学計測が行える。測定部の下壁面、ノズル下流  $90 \text{ mm}$  の流路中央に直径  $D = 2.5 \text{ mm}$  の壁面噴射孔がある。本研究ではこの噴射孔の中心を原点としたデカルト座標系 (流れ方向  $x$ 、高さ方向  $y$ 、幅方向  $z$ ) を用いる。噴射孔上流には圧力センサが設置され、噴射総圧が計測される。本研究ではこの噴射総圧を用いて、噴流と主流の運動量流束比  $J$  の算出を行った。噴射気体は常温の空気、噴射圧は  $J = 1.96 \pm 0.2$  となるよう設定した。この他の実験条件は、著者らによる既報<sup>(16)</sup>を参照されたい。

**2.2 PIV 計測** 流速の計測にはステレオ PIV を用いた。光源にはダブルパルス Nd:YAG レーザを用いた。レーザシートは試験部上壁面から入射させた。第 2 図にレーザ入射位置と計測断面を示す。噴流近傍の流れを撮影する場合は、ノズル下流  $90 \text{ mm}$  の位置にレーザを入射させた。計測は噴射孔を中心とした  $xy$  断面と、噴射孔下流  $10 \text{ mm}$  の  $yz$  断面の 2 種類を計測した。

境界層を計測する場合は、噴射器により生じる微小な段差等を考慮し、噴射孔とは反対の上壁面で撮影を行った (第 2 図参照)。境界層計測では、内部構造をできる限り拡大して観察するため、 $\delta$  がより厚くなるノズル



第 2 図：超音速風洞模式図と PIV 計測断面

下流およそ 185 mm ( $x = 95$  mm) の位置を接写撮影した。境界層計測でも  $xy$  断面と  $yz$  断面の計測を行った。本研究では、これら断面の結果を比較することで、ステレオ PIV の妥当性の検証を行う。なお境界層計測を行う場合、噴射は行わない。

トレーサ粒子には、粒径はおよそ  $1 \mu\text{m}^{(17)}$  のオイルミストを用いた。粒子からの散乱光は、2 台の CCD カメラを用いてステレオ撮影される。散乱光画像対はフレームストラドリング方式で撮影した。1 時刻目と 2 時刻目の画像の撮影間隔  $\Delta t$  は、噴射流れ場に対しては 400 ns、境界層計測では 200 ns とした。カメラはレーザシート光面に対して  $\theta_c = 27^\circ$  の角度で配置した。レンズにはアオリ撮影が可能なレンズを用い、レンズティルト角を  $8^\circ$  に設定し、シャインフラグ配置とした。

ステレオ画像から 3 次元位置情報を得るには、カメラキャリブレーションを行う必要がある。本研究では、中心点間距離 1.2 mm のドットパターンを通風後に測定部に挿入し、カメラキャリブレーションを行った。カメラパラメータの算出には商用ソフト (FlowTech Research, ISCC) を用いた。このソフトはピンホールカメラモデルにより、レンズ歪みを含む 12 個のカメラパラメータを逐次近似法により算出する。

PIV 解析には商用ソフト (FlowTech Research, FtrPIV) を用いた。このソフトは、直接相互相関法にガウス分布を仮定したサブピクセル補間を組み合わせたアルゴリズムにより、粒子の移動量  $\Delta p$  を算出する。噴射流れの解析では、検査領域を  $33 \times 33 \text{ pixel}^2$ 、探査領域を検査領域  $\pm 15 \text{ pixel}$  とした。速度ベクトルは検査領域の 50% をオーバーラップさせながら、16 pixel (0.27 mm) 間隔で算出した。誤ベクトルとしては、8 近接速度ベクトルのメディアンに対する流速が 20% 以上、あるいは角度が  $30^\circ$  以上異なるベクトルを除去した。また相関係数が 0.2 以下で算出されるベクトルも除去した。なお除去した誤ベクトルの内挿は行っていない。

**2.3 1 時刻 2 点空間相関** 本研究では、同一条件でおよそ 2000 対の粒子画像取得し、以下に定義される 1 時刻 2 点空間相関係数 (以下、空間相関と略す) を求めた。

$$C_{lm} = \frac{l(x_0, y_0, z_0) m(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, z_0 + \Delta z)}{\sqrt{l^2(x_0, y_0, z_0) m^2(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, z_0 + \Delta z)}} \quad (1)$$

点  $(x_0, y_0, z_0)$  は相関基準点を、 $\Delta x$ ,  $\Delta y$  および  $\Delta z$  は各方向における基準点から相関を求める点までの距離を示す。 $l$ ,  $m$  は変動量を表し、ここに  $u$ ,  $v$ ,  $w$  のいずれかを代入すれば、変動速度の空間相関が得られる。

空間相関は基準点とその他点における変動がどのような関係性を持っているかを示す 1 つの指標である。相関係数の 95% 信頼区間は無相関検定<sup>(18)</sup>により求めた。サンプル数を 2000 とすると相関係数  $\pm 0.05$  以上の領域は 95% 信頼区間で統計的には有意と見なせる。

### 3. ステレオ PIV 計測の妥当性

本研究では、噴射孔上流の擾乱が垂直噴流に及ぼす影響を 3 次元的構造も含めて空間相関によって調べる。そのため、 $xy$  断面とこれに直交する  $yz$  断面においてステレオ PIV による速度計測を行い、両者の結果を比較しながら考察を進める必要がある。本実験系の場合、 $yz$  断面計測では面外方向が主流方向となるため、計測精度が低下することが予想される。ここではまず、計測の不確かさをシステムティックに見積もった。その上で平均流速や乱れ速度の分布形状が比較的明らかとなっている境界層内の流速を  $xy$  断面と  $yz$  断面において計測し、両断面の交線上で平均速度、乱れ速度、および空間相関を比較し、計測の妥当性を検討した。

**3.1 計測の不確かさ** PIV 計測の不確かさは参考文献<sup>(19)</sup>に記載されている方法に従って解析した。PIV 計測では速度は、スケーリングファクタ  $\alpha$ 、画像上での粒子の移動量  $\Delta p$ 、および 2 枚の画像の撮影間隔  $\Delta t$  により決まる。 $\alpha$  に関する不確かさ要因としては、ドットターゲットの寸法精度、ドットターゲットとレーザシートの非直交性、カメラ校正の精度、および CCD 素子の歪みを考慮した。 $\Delta p$  に関する要因としては、レーザ強度の空間分布のムラの影響、検査領域によるスムージングの影響、サブピクセル誤差、および残留誤ベクトルの影響を考慮した。 $\Delta t$  に関する要因としては、パルスジェネレータとレーザ発振タイミングのジッターを考慮した。なお本計測では、粒子のストークス数は 1 程度<sup>(16)</sup>で、衝撃波による急速な減速域等を除けば、粒子の追従遅れの影響は小さい。

これらの不確かさ要因を見積もったところ、 $\Delta p$  に関する不確かさ要因のサブピクセル誤差と残留誤ベクト

ルの影響が支配的で,  $xy$  断面計測ではレーザシート面内にあたる流れ方向と高さ方向で  $\pm 1\% U_\infty$ , 面外にあたる幅方向で  $\pm 2\% U_\infty$  の不確かさとなった.  $yz$  断面計測では, 粒子の移動量が主流でも 5 pixel 程度と,  $xy$  断面のそれ ( $\Delta p \sim 15$  pixel) と比べて 1/3 程度と小さく, サブピクセル誤差の影響が相対的に大きく, 誤ベクトルも増加した. その結果, レーザシート面内の高さ方向と幅方向に  $\pm 5\% U_\infty$ , 面外方向の流れ方向に  $\pm 10\% U_\infty$  の不確かさとなった. なお面外方向の不確かさは, 面内方向の不確かさに  $1/\tan\theta_c (\sim 2)$  を乗じることで幾何学的に算出した<sup>(19)</sup>.

**3.2 境界層内の平均速度と乱れ速度** 第3図に  $xy$  断面と  $yz$  断面で計測した同一線上における境界層内の平均速度分布を示す. 図の横軸は流速, 縦軸は下壁面からの距離  $y'$  ( $=H-y$ ) である. 図より  $yz$  断面のデータは定性的に  $xy$  断面のデータを再現していることが分かる. しかしながら,  $yz$  断面の平均流速は全体におよそ 15 m/s 程度遅くなっている. この差は主に, 前述の  $yz$  断面の計測の不確かさに起因するものと考えられる. 得られた平均流速分布より, 境界層排除厚さ  $\theta$  を求めると,  $\theta = 0.32$  mm であった. この  $\theta$  と主流速度  $U_\infty$  を用いた境界層のレイノルズ数は  $Re_\theta = 4.1 \times 10^3$  である.

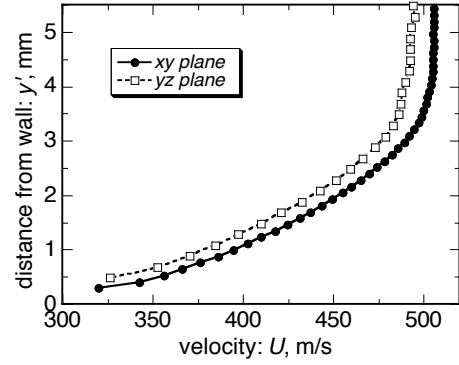
第4図に  $xy$  断面計測で取得した乱れ速度の流れ方向, 高さ方向成分を示す. 図の横軸は境界層厚さ  $\delta_{999}$  で無次元化した. また乱れ速度は境界層内における平均密度  $\bar{\rho}$  の変化を考慮し, 壁面せん断応力  $\tau_w$  を用いて無次元化した. なお  $\tau_w$  は, 第3図で見た平均流速を van Driest 変換<sup>(20)</sup>し, その速度分布が対数則に従うと仮定し摩擦速度を求めることで推定した. また  $\bar{\rho}$  はエネルギー保存より同じく平均速度分布から推定した. 図には併せて, Martin の DNS の結果<sup>(21)</sup>, および Hou の 2D-PIV の結果<sup>(22)</sup> も示してある. 図より  $xy$  断面計測の場合, 精度よく乱れ速度が計測出来ていることが分かる.

これに比べて  $yz$  断面では,  $\Delta p$  の不確かさ幅に起因する比較的大きな誤差が乱れ速度に生じた. 第5図に  $yz$  断面で計測された乱れ速度 ( $\square$ ) と  $xy$  断面で計測された乱れ速度 ( $\bullet$ ) と比較した. 図より  $yz$  断面の計測結果は定性的には  $xy$  断面の結果と一致する. しかしながら, その絶対値は大きく, 境界層外縁においてもその値は減衰せず, かなり大きな乱れ速度の値となっている.

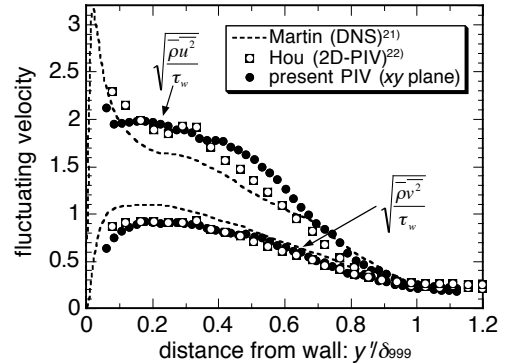
このようになる原因としては,  $yz$  断面における  $\Delta p$  の不確かさが考えられる. そこで仮に計測された  $u_{yz}$  が真の速度変動  $u_t$  と  $\Delta p$  の見積り誤差に起因する見掛け上の速度変動  $u_e$  から成り立ち,  $u_{yz} = u_t + u_e$  と仮定する. すると乱れエネルギーは,

$$\overline{u_{yz}^2} = \overline{u_t^2} + 2\overline{u_t u_e} + \overline{u_e^2} \sim \overline{u_t^2} + \overline{u_e^2} \quad (2)$$

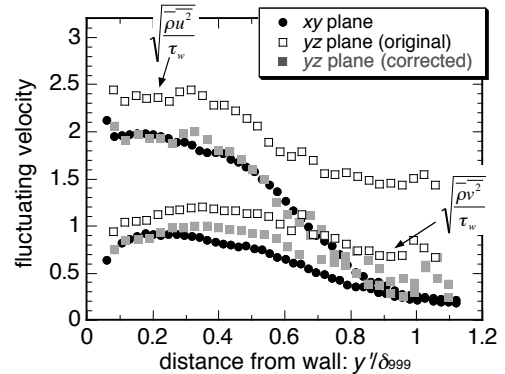
となる. 中辺第2項は物理的な速度変動と計測システムに起因する非物理的な変動の相関項である. 計測誤差は



第3図:  $xy$  断面計測と  $yz$  断面計測で測定された境界層内の流速分布の比較.



第4図:  $xy$  断面計測で得られた境界層内の乱れ速度.



第5図:  $yz$  断面計測で得られた境界層内の乱れ速度と  $xy$  断面計測で得られた乱れ速度の比較.

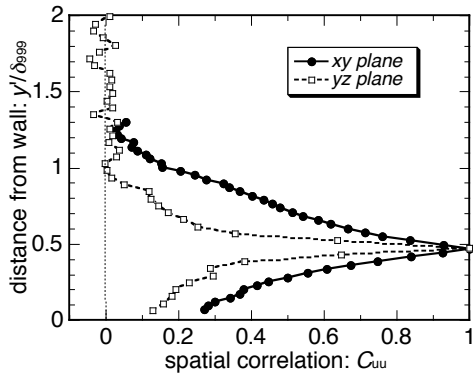
一般的に物理現象とは独立と考えられるので  $\bar{u}_t u_e = 0$  である. 従って  $\overline{u_e^2}$  が見積もれば,

$$\sqrt{\overline{u_t^2}} = \sqrt{\overline{u_{yz}^2} - \overline{u_e^2}} \quad (3)$$

と, 誤差を含んだ計測結果から, 真の乱れ速度が算出可能である.

$xy$  断面における計測の不確かさは  $yz$  断面に比べてかなり小さく, DNS 結果をよく再現している (第4図参照). そこで  $xy$  断面の値を真値と考え,  $\overline{u_e^2}$  を見積もる.  $\overline{u_e^2}$  は計測に依存する値なので計測位置には依存しないと仮定し, 乱れの少ない境界層外縁において,





第6図:  $xy$  断面と  $yz$  断面計測で得られた境界層内の空間相関マップの比較.

$$\overline{u_e^2} \sim \overline{u_{yz}^2} - \overline{u_{xy}^2} \quad (4)$$

と見積もり,  $yz$  断面の計測結果の補正を試みた. その結果を第5図の■に示す. なお式4で見積もられた計測に起因する乱れ速度は 24.6 m/s であった. 不確かさ解析で見積もられた  $yz$  断面における  $x$  軸方向の速度成分の不確かさは, およそ 50 m/s ( $= 10\% U_\infty$ ) である. 従って, 式4で見積もられた値は不確かさ解析で見積もった値の半分程度と小さく, 不確かさ解析における誤ベクトルの残留割合が想定より小さい可能性がある.

図より補正結果は境界層外縁のみならず, 壁面近傍でも  $xy$  断面の結果を再現しており,  $u_e$  が仮定通り, 計測位置に依存しない計測誤差であることが確認できた. また, このように適切な補正を加えれば, 面外方向が主流方向となり計測精度が低下する  $yz$  断面においても, 定量的に妥当な乱流統計量を得られることが分かった.

**3.3 境界層内変動速度の空間相関** このように計測に起因する乱れが大きい場合に, 空間相関係数にどのような影響が現れるかを次に調べた. 第6図に境界層内に相関の基準点をとった  $C_{uu}$  を示す. 図には  $xy$  断面と  $yz$  断面の2つの結果が示してある. なおこれらには上述の計測に起因する変動補正は行っていない.  $yz$  断面の結果は,  $xy$  断面の結果と定性的に一致するものの, 相関値は基準点周りで急速に減衰し, より速く  $C_{uu} = 0$  となっている.

これは上述した計測に起因する変動の影響である. 式2で見たように物理的な変動と非物理的な変動は相関を持たない. また計測に起因する変動同士も基準点を除き相関を持たないので, 式1の分子には物理的な変動の相関のみが寄与する. しかしながら, 分母の変動強度には非物理的な変動分が寄与し, 相対的に大きくなる. そのため, 計測に起因する変動が大きいと相関係数は小さくなる.

本計測の場合, 無相関検定により各断面内においては相関係数  $\pm 0.05$  以上の領域は95%信頼区間で統計的には有意とみなせる. しかしながら,  $yz$  断面では比較的大きな計測誤差により, 有意相関領域が  $xy$  断面に比べて

小さくなる. そのため断面間の比較を行う場合は,  $yz$  断面の有意相関領域が小さくなっていることに注意する必要がある.

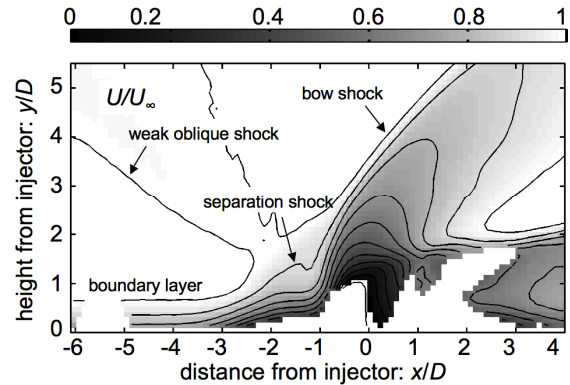
## 4. 実験結果と考察

### 4.1 噴射流れ場とその上流に存在する擾乱

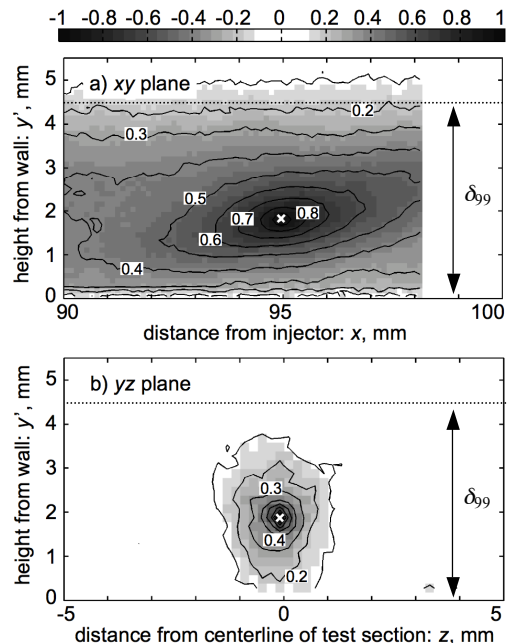
第7図に垂直噴射流れ場の平均速度分布を示す. 主流は左から右へ流れており, 噴流は  $x/D = 0$  の位置から垂直上向きに噴射されている. なお図の空白部分は粒子の抜け等で有効ベクトル数が15%以下となった領域である. 図より噴射孔直上流に左斜め上から弱い衝撃波が入射している. この波は, ラバルノズルでの波消しが完全でないために生じた弱い衝撃波が, 試験部内で反射し噴射孔まで到達したものである. また噴射孔上流に, 噴射孔と同程度の厚さの境界層が発達していることが分かる.

この境界層内にも Ganapathisubramani ら<sup>(11)</sup>が超音速境界層内に見出した VLSM が存在する可能性がある.

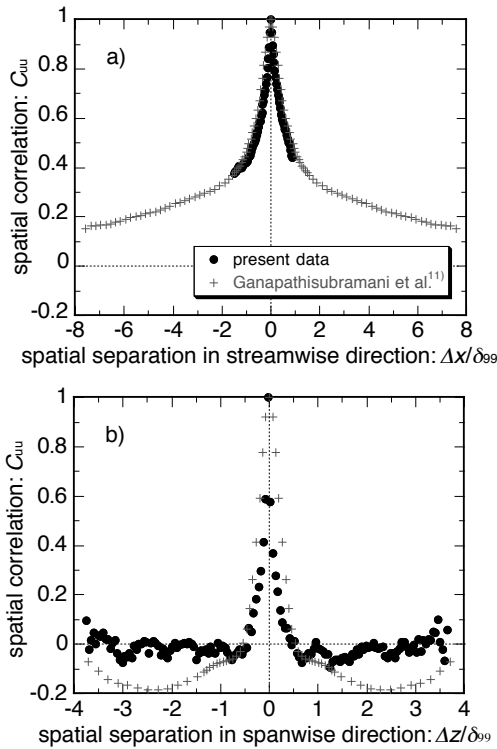
そこで境界層内の変動速度の空間相関を調べることで,



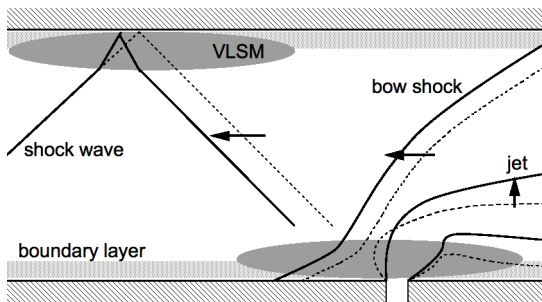
第7図: 垂直噴射流れ場の平均流速の流れ方向成分.



第8図: 境界層内の  $C_{uu}$  分布. 相関基準点  $(x, y', z) = (95 \text{ mm}, 2 \text{ mm}, 0 \text{ mm})$ .



第9図:境界層内の空間相関係数の Ganapathisubramani ら[11]のデータとの比較.  $y'/\delta_{99} \sim 0.45$ .



第10図: VLSMの変動が伝播する様子の模式図.

VLSMが存在するかどうか調べた. 第8図に  $x = 95 \text{ mm}$  における境界層内の  $C_{uu}$  分布を示す. 第8a図は  $xy$  断面, 第8b図は  $yz$  断面の結果である. 図中破線は境界層の外縁位置  $\delta_{99}$  ( $\sim 4.4 \text{ mm}$ ) を示している. 相関の基準点は  $(x, y', z) = (95 \text{ mm}, 2 \text{ mm}, 0 \text{ mm})$  (境界層厚さの0.45%位置に相当) で, 図中×で示してある.  $xy$  断面を見ると,  $C_{uu}$  は境界層内において流れ方向にかなり広い範囲にわたって正の相関値となっている. 他方  $yz$  断面を見ると,  $C_{uu}$  は境界層内において正の相関値をとるものの, スパン方向にはせいぜい境界層厚さ程度の幅のみで正の相関となっており, 流れ方向に比べて狭い. このような特徴は Ganapathisubramani ら<sup>(11)</sup>の主張と定性的に一致する.

この  $C_{uu}$  を Ganapathisubramani らのデータ<sup>(11)</sup>と第9図で定量的に比較した. 第9a図は流れ方向の  $C_{uu}$  の広がり, 第9b図は幅方向の  $C_{uu}$  の広がり, 図の横軸は  $\delta_{99}$  で無次元化を行った. 図より, 本データは定量的に彼らのデータを再現しており, 本研究で用い

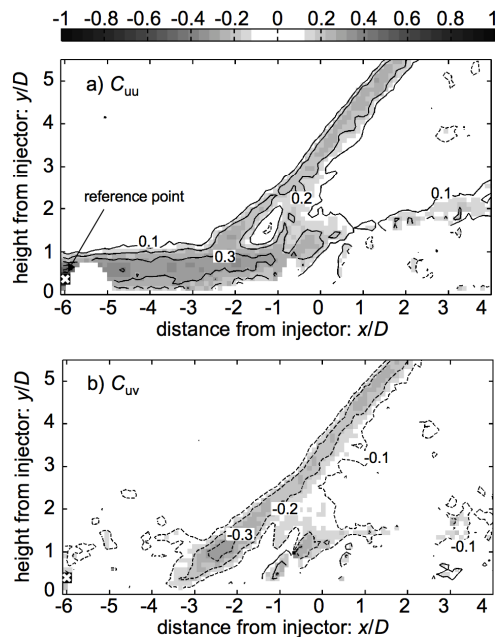
たテストセクション壁上の境界層にも VLSM が存在していることが分かる. VLSM は巨大な低速ストリーク構造である. そのため, VLSM の通過に伴い境界層内の速度は流れ方向にかなり長い波長で変動している.

第10図に VLSM が引き起こしうるその他の変動を模式的に示す. 図の破線が VLSM が通過する前の衝撃波や噴流の軌跡で, 実線が VLSM が通過した際の軌跡である. 噴射壁では VLSM が噴射孔を通過すると, それに伴い噴射流れ場が変化する. また噴射壁と反対の上壁面では, VLSM が弱い衝撃波の入射位置を通過すると, それに伴い衝撃波の根元が立ち, 衝撃波の反射位置が上流に遡る. その結果, 衝撃波の噴流へ入射位置が変動し, 噴射場へ影響を及ぼしうる. そこで, 次に①境界層内に空間相関の基準点を設けた解析と, ②弱い斜め衝撃波位置に基準点を設けた解析を行い, これらが噴流に及ぼす影響を調べた.

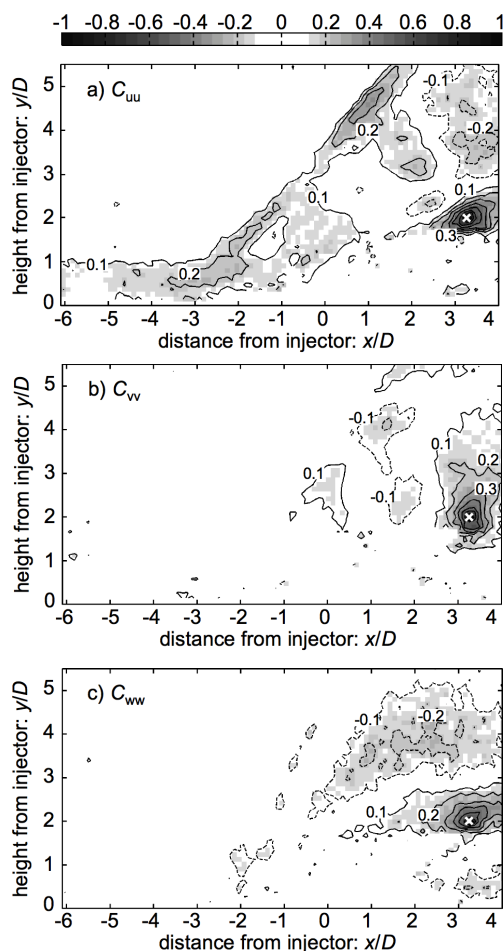
#### 4.2 境界層中の乱れの影響

第11図に噴射孔上流の境界層内  $(x/D, y/D, z/D) = (-6.0, 0.4, 0.0)$  に基準点に取った空間相関マップを示す. 第11a図が  $C_{uu}$ , 第11b図が  $C_{uv}$  である. 図の実線で囲まれた領域は正, 破線で囲まれた領域は負の相関領域を示す. なおここに示していない  $C_{vv}$ ,  $C_{ww}$ ,  $C_{vu}$ ,  $C_{uw}$ ,  $C_{wu}$ ,  $C_{vw}$ ,  $C_{wv}$  は, 基準点周りを除いてほぼ全域で相関がなかった.

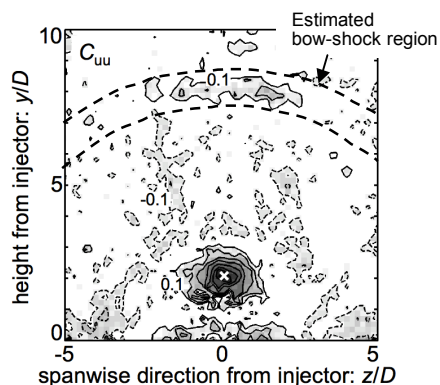
第11a図に示される  $C_{uu}$  は, 基準点から境界層内を通じて下流に向かって正の相関となっている. この正の相関領域は, 噴射孔付近で2つに分岐しており, 一方は剥離衝撃波と弓状衝撃波に沿って, もう一方は噴流外縁に沿って延びている. この影響領域の長さは境界層厚さの10倍にも及んでいる.



第11図:境界層内を基準とする  $xy$  断面における空間相関マップ. 相関基準点  $(x/D, y/D, z/D) = (-6, 0.4, 0)$ .



第12図: 噴流境界を基準とする  $xy$  断面における空間相関マップ. 相関基準点  $(x/D, y/D, z/D) = (3.3, 2.0)$ .



第13図: 噴流境界を基準とする  $yz$  断面における  $C_{uu}$  分布. 相関基準点  $(x/D, y/D, z/D) = (4, 2, 0)$ .

このように流れ方向に広い範囲で正の相関が広がる現象には、VLSM が関与している。VLSM により低速ストリークが噴射孔を通過すると、剥離が上流へ遡り、剥離衝撃波も上流へ遡る。また低速ストリークの通過は見掛け上、境界層厚さの増加と同じなので噴流の貫通高さが高くなり、弓形衝撃波も上流側に移動する<sup>(14)</sup>。そのため、剥離衝撃波と弓状衝撃波に沿って境界層内の変動が図のように正の相関を持ち、噴流外縁にも正の相関領域

が帯状に現れる。

第11b図に示される  $C_{uv}$  では、境界層内における相関の広がりには限定的で、基準点から離れると  $u$  と  $v$  の相関はなくなる。これは境界層内における  $u$  と  $v$  の負の相関が低速ストリーク周りの個々のヘアピン渦に起因しており、その影響領域がヘアピン渦の大きさ程度となるためである。その一方で、境界層内の  $u$  と剥離衝撃波や弓型衝撃波位置の  $v$ 、および噴流外縁における  $v$  は負の相関を持っている。これは  $C_{uu}$  と同様に、低速ストリークの通過に伴う衝撃波の上流へのシフト、ならびに噴流の貫通増加で説明できる。

このように上流から流入する VLSM の影響は、相関の基準点を噴流外縁  $(x/D, y/D, z/D) = (3.26, 2.0, 0.0)$  にとったケースにも見られる (第12図)。第12a図はそれぞれ  $C_{uu}$ 、第12b図は  $C_{vv}$ 、第12c図は  $C_{ww}$  である。図より、噴流内の基準点と境界層内の速度変動が相関を持つのは  $C_{uu}$  のみであることが分かる。

VLSM のスパン方向への影響を調べるため、 $yz$  断面 ( $x/D = 4$ ) で求めた  $C_{uu}$  を第13図に示す。第8b図で見たように VLSM の  $yz$  断面内の広がり幅は境界層厚さ程度である。第13図を見ると、基準点周りの噴流域に正の相関領域が広がっている。これに加えて特徴的なのは、垂直噴射で生じた弓型衝撃波が、この  $yz$  断面と交差する  $y/D \sim 8$  に正の相関領域が現れている点である。この正の相関領域は放射状に広がることなく、噴流上部の限られた領域のみに存在している。従って、VLSM の幅方向の影響は境界層内同様、下流においても比較的限定的といえる。

このように VLSM の通過は、剥離衝撃波の発生位置を上流に遡らせる。加えて VLSM の通過は噴流の貫通高さを増加させ、それに伴い弓型衝撃波を上流に押し上げる。VLSM は流れ方向に伸びた巨大なストリーク構造である。そのため VLSM に起因する変動の噴流への影響は、流線に沿ってかなり下流まで伝わっていた。

このような事実から、LES や DNS を用いて超音速噴射流れ場の乱流統計量を算出する場合、VLSM が通過する時間の数倍以上にわたって計算を行う必要がある。その一方で VLSM に起因する流れ方向に延びた構造に比べて、乱流渦に起因すると思われる噴流と主流の境界に形成される濃度変動の空間相関のスケール<sup>(3)</sup>は遥かに小さい。このことは噴流内に形成される乱流渦が、VLSM と直接関係を持っていないことを示唆している。噴流と主流の混合は主に噴流内の乱流渦に起因すると考えられるので、VLSM は直接的には噴流混合に寄与していない。しかしながら、VLSM の通過に伴い噴流の貫通高さは増大する。そのため、この貫通増大を通じて VLSM が混合に寄与している可能性は多いにある。これに関しては今後の更なる調査が必要である。

**4.3 弱い衝撃波の変動の影響** 第14図に噴射孔上流に入射する斜め衝撃波内  $(x/D, y/D, z/D) = (-5.0, 3.0, 0.0)$  に基準点を取った空間相関マップを示す。第14a図が  $C_{uu}$ 、第14b図が  $C_{vv}$ 、第14c図が  $C_{ww}$  である。図



を見ると,  $C_{ww}$  では基準点の近傍を除いて流れ場全域で相関がない. 他方で,  $C_{uu}$  と  $C_{vv}$  では噴射孔上流に入射する斜め衝撃波に沿って, 正の相関領域が広がっている. この衝撃波はおおよそ  $x/D \sim -2$  で下壁面に入射している. 衝撃波が反射した下流でも, 剥離衝撃波に沿って相関がおおよそ  $y/D \sim 2.5$  の高さまで見られる. この領域では  $C_{uu}$  と  $C_{vv}$  は逆の挙動を示しており,  $C_{uu}$  では上に正の相関領域, 下に負の相関領域があるのに対して,  $C_{vv}$  では上に負, 下に正の相関領域が現れている.

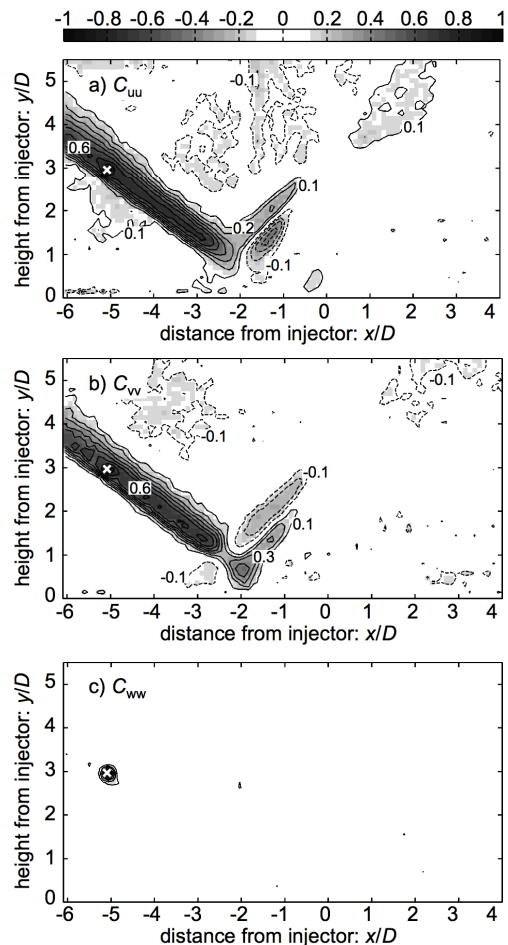
この上下反対称な相関領域は, 弱い斜め衝撃波の反射波位置が上壁面の VLISM により移動することに起因する (第 10 図参照).  $C_{uu}$  を例にして, 基準点周りの相関を説明する. VLISM により, 弱い斜め衝撃波が基準点を下流から上流へ移動することを考える. このとき斜め衝撃波の下流では, 衝撃波の通過に伴い  $u < 0$  となる. 弱い斜め衝撃波が上流に動くと, 剥離衝撃波も上流に遡る. その結果, 剥離衝撃波の下流でも  $u < 0$  となり, これら衝撃波に沿って  $C_{uu} > 0$  の領域が現れる.

弱い斜め衝撃波が剥離境界層に入射すると, 境界層は自由境界面なので反射波として膨張波が生じる. 第 15 図に噴射孔上流の波の様子を模式的に描いた図を示す. 噴射孔上流には剥離衝撃波と弓型衝撃波があり, ノズルからの弱い波はこの間に入射し, 膨張波として反射している. この膨張波の存在は第 7 図において, 下壁面の境界層を表す等速度線が,  $x/D = -3$  で上向きに広がった後, 噴射孔直上流で壁に平行になっていることから間接的に確認できる.

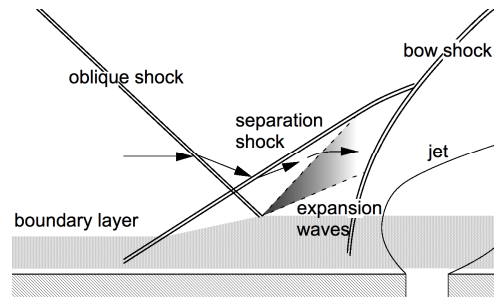
このように入射した弱い斜め衝撃波は膨張波となって反射するため, その下流では流れが加速され  $u > 0$  となる. 結果として弱い斜め衝撃波位置を基準とすると, 膨張波下流において  $C_{uu} < 0$  の領域が現れる.  $C_{vv}$  に関しても, 衝撃波や膨張波による流れの転向を考えれば, 同様に説明ができ, 第 14 図にあるような上下反対称な相関領域が現れる.

このように VLISM の変動の影響は, 流線に沿って直接噴射流れ場に影響するだけでなく, 上流に入射する波を通じてもおおよそ. ただしその影響長さは異なる. 本実験では, 第 14 図からも分かるように, 噴射孔に入射する波の前後の振動は, 剥離衝撃波や反射波に沿って伝播するものの, 噴流には影響を及ぼさない. このことは風洞実験により噴流混合を促進するディバイスの検証を行う場合, 弱い衝撃波の入射の影響は無視できることを意味している.

このように入射する波が噴流域に影響を及ぼさない理由としては, 入射する波が弱く速度変動が小さかったことが考えられる. もし入射する波が強ければ, VLISM の変動は波を通じてより下流まで影響を及ぼすのではないかと考えている. スクラムジェットの場合, 気流の圧縮をインレットの衝撃波列により行う. そのため, インレットで生じた波が噴射孔に入射する場合, これらの



第 14 図: 上流衝撃波を基準とする  $xy$  断面における空間相関マップ. 相関基準点  $(x/D, y/D, z/D) = (-5, 3, 0)$ .



第 15 図: 噴射孔上流の剥離域に入射する衝撃波と剥離域の干渉の模式図.

波と VLISM の干渉が噴流混合にも影響を与える可能性は高い.

## 5. ま と め

スクラムジェット噴射の燃料混合に寄与する現象解明のため, 流れ場に存在する擾乱の垂直噴射流れ場への影響を, ステレオ PIV を用いて測定した変動速度の空間相関を用いて調べた. 以下に得られた結論をまとめる.

1. 境界層中に相関基準点を設けた空間相関により, 供試テストセクションの超音速境界層中には Very Large Scale Motion と呼ばれる低速ストリークが存在



することが分かった。

2. この VLMS の通過に伴う主流方向の速度変動は、噴射に伴う弓形衝撃波の位置や噴流の貫通高さに影響を及ぼす。その結果、境界層中や噴流域に相関基準点を設けた空間相関では、噴流外縁や弓型衝撃波面にそって帯状に正の相関領域が広がっていた。
3. この VLMS は直接噴射流れ場に影響を及ぼすだけでなく、上流に入射する波の揺らぎとしても、噴射流れ場に影響を及ぼすことが、ラバルノズルの歪み等により生じた弱い斜め衝撃波位置に相関基準点を設けた空間相関により分かった。
4. しかしながら、この弱い斜め衝撃波の揺らぎに起因する速度変動は噴流域の速度変動とは相関がなかった。従って、上流に入射する波を通じた VLMS の変動は、その波が弱い場合、噴流混合には寄与しない。

### 謝 辞

本研究の一部は文部科学省/日本学術振興会の科学研究補助金（基盤研究（B）課題番号：15H04199）の支援を受けて行った。ここに謝意を表す。

### 参 考 文 献

- 1) Fry, R. S.: A Century of Ramjet Propulsion Technology Evolution, *J. Prop. Power*, **20**, 1 (2004), pp. 27-58.
- 2) Gruber, M. R. and Nejad, A. S.: Compressibility effects in supersonic transverse injection flowfields, *Phys. Fluids*, **9**, 5 (1977), pp. 1448-1461.
- 3) Takahashi, H., Oso, H., Kouchi, T. and Masuya G.: Scalar Spatial Correlations in a Supersonic Mixing Flowfield, *AIAA J.*, **48**, 2 (2010), pp. 443-452.
- 4) Takahashi, H., Masuya, G. and Hirota, H.: Effects of Injection and Main Flow Conditions on Supersonic Turbulent Mixing Structure, *AIAA J.*, **48**, 8 (2010), pp. 748-1756.
- 5) Gruber, M. R., Nejad, A. S., Chen, T. H. and Dutton, J. C.: Mixing and penetration studies of sonic jets in a Mach 2 freestream, *J. Prop. Power*, **11**, 2 (1995), pp. 315-323.
- 6) Barre, S., Quine, C. and Dussauge, J. P.: Compressibility effects on the structure of supersonic mixing layers: experimental results, *J. Fluid Mech.*, **259** (1994), pp. 47-78.
- 7) Henry, J. R. and Anderson, G. Y.: Design Considerations for the Airframe-Integrated Scramjet, NASA TM X-2895 (1973).
- 8) Northam, G. B. and Anderson, G. Y.: Survey of supersonic combustion ramjet research at Langley, AIAA Paper 86-0159 (1986).
- 9) Gutmark, E. J., Schadow, K. C. and Yu, K. H.: Mixing Enhancement in Supersonic Free Shear Flows, *Annual Review of Fluid Mechanics*, **27** (1995), pp. 375-417.
- 10) Hahn, C., Fischer, M. K. and Samimy, M.: On factors influencing arc filament plasma actuator performance in control of high speed jet, *Exp. Fluids*, **51**, 6 (2011), pp. 1591-1603.
- 11) Ganapathisubramani, B., Clemens, N. T. and Dolling, D. S.: Large-scale motions in a supersonic turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.*, **556** (2006), pp. 271-282.
- 12) Ganapathisubramani, B., Clemens, N. T. and Dolling, D. S.: Effect of upstream boundary layer on the unsteadiness of shock-induced separation, *J. Fluid Mechanics*, **585** (2007), pp. 369-394.
- 13) Babinsky, H. and Harvey, J. K.: Shock Wave Boundary-layer Interaction, Cambridge Univ. Press, New York (2011), pp. 44-47.
- 14) Rossmann, T. and Piazzia, A.: Effect of Boundary Layer Thickness on Jet Mixing in a Supersonic Turbulent Crossflow, AIAA Paper 2014-0590 (2014).
- 15) 中村寿, 佐藤直樹, 小林秀昭, 升谷五郎: 衝撃波の入射位置が壁面燃料噴射場における燃焼と流れ場に及ぼす影響, *日本航空宇宙学会論文集*, **55** (2007), pp. 125-129.
- 16) Uramoto, S., Kouchi, T. and Masuya G.: Turbulent Structure of Supersonic Flowfield with Transverse Injection, *J. Fluid Science and Tech.*, **7**, 2 (2012), pp. 231-241.
- 17) Koike, S., Takahashi, H., Tanaka, K., Hirota, M., Takita, K. and Masuya, G.: Correction Method for Particle Velocimetry Data Based on the Stokes Drag Law, *AIAA J.*, **45**, 11 (2007), pp. 2770-2777.
- 18) Taylor, J. R.: 計測における誤差解析入門 (林茂雄, 馬場涼訳), 東京化学同人 (2000), pp. 224-226 & pp. 292-293
- 19) 可視化情報学会編: PIV ハンドブック, 森北出版 (2002), pp. 153-162 および pp. 167-168.
- 20) White, F. M.: Viscous Fluid Flow (2<sup>nd</sup> ed.), McGraw-Hill, New York (1991), pp. 544-546.
- 21) Martin, M.: Direct Numerical Simulation of Hypersonic Turbulent Boundary Layers. Part 1. Initialization and Comparison with Experiments, *J. Fluid Mech.*, **570** (2007), pp. 347-364.
- 22) Hou, Y. X.: Particle Image Velocimetry Study of Shock Induced Turbulent Boundary Layer Separation, PhD thesis, Department of Aerospace Engineering Mechanics, The University of Texas at Austin, (2003).